

01;07

Восстановление параметров адсорбционного слоя на поверхности канального оптического волновода

© И.У. Примак, Л.И. Сотская

Институт прикладной оптики НАН Белоруси, Могилев

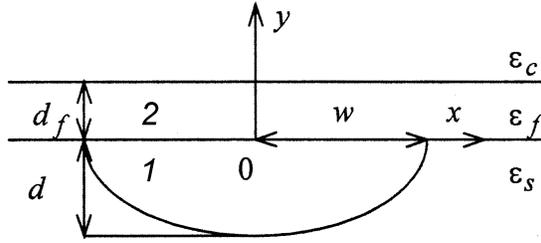
E-mail: ipo@physics.belpak.mogilev.by

Поступило в Редакцию 31 мая 2002 г.

Получено аналитическое решение задачи о восстановлении толщины, диэлектрической проницаемости и поверхностной плотности адсорбционного слоя, расположенного на поверхности канального оптического волновода. В решении все свойства волновода учитываются единственным коэффициентом, который может быть легко определен экспериментально.

При измерениях концентрации примесных компонентов в газообразных либо жидких средах интегрально-оптическими датчиками интерференционного типа, а также при настройке рабочих точек направленных ответвителей, модуляторов и спектральных элементов возникает проблема восстановления параметров (диэлектрической проницаемости ϵ_f , толщины d_f и поверхностной плотности Γ_f [1]) субмикронного адсорбционного слоя (адслоя) молекул, образующегося на поверхности канального оптического волновода [2–5]. До сих пор эта проблема не получила удовлетворительного разрешения. Вместе с тем аналогичные исследования, выполненные для планарных волноводов [1,5–8], позволяют предположить, что и в случае канальных волноводов информация о значениях ϵ_f , d_f и Γ_f может быть извлечена из допускающих экспериментальную регистрацию зависимостей $\beta = \beta(d_f)$, где β — постоянная распространения волноводной моды.

В настоящем сообщении представлено асимптотическое исследование модовых характеристик волноводной структуры, состоящей из канального оптического волновода произвольного профиля диэлектрической проницаемости и адслоя на его поверхности. Показано, что восстановление величин ϵ_f , d_f и Γ_f может быть осуществлено через измеряемые приращения $\Delta\beta = \beta(d_f) - \beta(0)$ для квази-ТЕ и квази-ТМ



Поперечное сечение исследуемой структуры: 1 — волновод, 2 — адслой.

мод. При этом все свойства канального волновода будут учтены единственным коэффициентом, который допускает предварительное экспериментальное определение.

Рассмотрим структуру, представленную на рисунке. Ее диэлектрическая проницаемость имеет вид

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_s + \Delta\varepsilon f(\xi, \eta) \quad (y < 0), \\ \varepsilon &= \varepsilon_f \quad (0 < y < d_f), \quad \varepsilon = \varepsilon_c \quad (y > d_f). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь функция $f(\xi, \eta)$ описывает профиль канального волновода, $\xi = xw^{-1}$, $\eta = yw^{-1}$, w — масштабный фактор, характеризующий поперечные размеры волновода, $\varepsilon_s, \varepsilon_c, \varepsilon_f, \Delta\varepsilon$ — вещественные постоянные. Канальные оптические волноводы, как правило, являются слабонаправляющими [9]. Это означает выполнение неравенств

$$\varepsilon_s > \varepsilon_c, \quad |\Delta\varepsilon\varepsilon_s^{-1}| \ll 1, \quad |\Delta\varepsilon(\varepsilon_s - \varepsilon_c)^{-1}| \ll 1. \quad (2)$$

Соотношения (2) позволяют строить решения уравнений Максвелла в виде асимптотических разложений типа Пуанкаре

$$H_j = \sum_{m=0}^{\infty} \delta^m H_j^{(m)}, \quad (3)$$

$$b = \sum_{m=0}^{\infty} \delta^m b_m, \quad (4)$$

где $H_j(j = x, y)$ — поперечные компоненты магнитного поля моды, $\delta = (k_0w)^{-1}$, $b = (k_0^{-2}\beta^2 - \varepsilon_s)(\Delta\varepsilon)^{-1}$, k_0 — волновое число вакуума.

Реализация соответствующей процедуры при условии $V = \delta^{-1}(\Delta\varepsilon)^{0.5} = \text{const}$ приводит в нулевом приближении к скалярной волноводной задаче [10]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + V^2(f - b_0)u = 0, \quad (u)_{\eta=0} \equiv 0, \quad \lim_{\xi^2 + \eta^2 \rightarrow \infty} u = 0, \quad (5)$$

где $u = H_x^0$ либо $u = H_y^0$. Рассмотрение более высоких приближений (см. [10]) позволяет разделить моды на два типа: на H_x -моды ($H_y^{(0)} \equiv 0$) и H_y -моды ($H_x^{(0)} \equiv 0$), для которых

$$b_1 = \varepsilon_f \varepsilon_s^{-1} k_f^{-1} \frac{\text{ch}(k_f \bar{d}_f) + k_c k_f^{-1} (\varepsilon_f \varepsilon_c^{-1}) \text{sh}(k_f \bar{d}_f)}{\text{sh}(k_f \bar{d}_f) + k_c k_f^{-1} (\varepsilon_f \varepsilon_c^{-1}) \text{ch}(k_f \bar{d}_f)} VU \quad (H_y^{(0)} \equiv 0), \quad (6)$$

$$b_1 = k_f^{-1} \frac{\text{ch}(k_f \bar{d}_f) + k_c k_f^{-1} \text{sh}(k_f \bar{d}_f)}{\text{sh}(k_f \bar{d}_f) + k_c k_f^{-1} \text{ch}(k_f \bar{d}_f)} VU \quad (H_x^{(0)} \equiv 0), \quad (7)$$

$$U = V^{-3} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right)_{\eta=0}^2 d\xi \left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^0 u^2 d\xi d\eta \right)^{-1},$$

где $k_c = \sqrt{\varepsilon_s - \varepsilon_c}$, $k_f = \sqrt{\varepsilon_s - \varepsilon_f}$, $\bar{d}_f = k_0 d_f$. Учитывая обычное для реальных адслоев условие $\bar{d}_f \ll 1$, из (4), (6), (7) находим:

$$\varepsilon_f = \frac{\varepsilon_c \varepsilon_s \Delta\beta_y}{\varepsilon_s \Delta\beta_x - k_c^2 \Delta\beta_y}, \quad d_f = \frac{2k_c^2 \sqrt{\varepsilon_s} \Delta\beta_y}{k_0^2 (\varepsilon_f - \varepsilon_c) R},$$

$$\Gamma_f = \frac{2k_c^2 \sqrt{\varepsilon_s} \Delta\beta_y}{k_0^2 R} \left(\frac{d\varepsilon_c}{dc} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Здесь $\Delta\beta_x$ и $\Delta\beta_y$ — легко измеряемые [3] приращения $\Delta\beta$ для H_x - и H_y -мод соответственно; $R = (\Delta\varepsilon)^{1.5} U$; $d\varepsilon_c/dc$ — величина, известная для многих газов и жидкостей, c — концентрация вещества в адслое [1].

Выражения (8) представляют собой аналитическое решение рассмотренной обратной задачи. Оно гораздо проще известных [3,8], полученных к тому же в рамках модели плоского волновода. Важная особенность этого решения состоит в том, что зависимость восстанавливаемых величин ε_f , d_f и Γ_f от параметров канального волновода

описывается единственным коэффициентом R . В принципе значение R можно вычислить после решения задачи (5). Однако такое решение предполагает задание профиля диэлектрической проницаемости волновода. Поскольку экспериментальное восстановление параметров реального канального волновода представляет собой отдельную и весьма сложную задачу [11], коэффициент R целесообразно не вычислять, а измерить непосредственно. С этой целью можно воспользоваться результатами работы [10], где показано, что для канального волновода без адслоя

$$R = 4\sqrt{\varepsilon_s} k_c^3 k_0^{-1} \partial\beta_y / \partial\varepsilon_c. \quad (9)$$

Оценку правой части (9) можно получить, измерив разность $\Delta\beta_y = \beta_y(\varepsilon_c + \Delta\varepsilon_c) - \beta_y(\varepsilon_c)$ при достаточно малом приращении $\Delta\varepsilon_c$ и приближенно положив $\partial\beta_y / \partial\varepsilon_c = \Delta\beta_y / \Delta\varepsilon_c$. Такие измерения легко осуществить, если воспользоваться иммерсионными жидкостями с известными значениями ε_c [12]. Таким образом, параметры адслоя на поверхности канального оптического волновода могут быть восстановлены из измерений приращений постоянных распространения квази- TE и квази- TM мод на основании выражений (8) при условии предварительного определения коэффициента R .

Протестируем изложенную схему восстановления на примере восстановления параметров адслоя протеина, осаждаемого на поверхность одномодового ионно-обменного канального оптического волновода в стекле. Для этого прибегнем к вычислительному эксперименту, суть которого состоит в расчете постоянных распространения мод канального волновода без адслоя $\beta_j(0)$ ($j = x, y$) и с адслоем $\beta_j(d_f)$. Данный расчет осуществим на основании более точного (нежели асимптотический) метода вариационного разделения переменных [13].

Рассмотрим волноводную структуру с параметрами $\varepsilon_s = 2.296$, $\Delta\varepsilon = 0.024$ [14], $\varepsilon_c = 1.777$ при $\lambda_0 = 632.8$ nm. Для описания профиля диэлектрической проницаемости ионно-обменных канальных оптических волнопроводов в стекле воспользуемся моделью [14]

$$f(\xi, \eta) = \exp(-\xi^2) \operatorname{erfc}(\eta F), \quad (10)$$

где $F = wd^{-1}$, d — параметр, характеризующий толщину волновода (см. рисунок). Положим $F = 1$, $V = 5.8$ (при этих значениях канальный волновод является одномодовым) и $d\varepsilon_c/dc = 0.501$ ml/g, $\varepsilon_f = 2.062$, $d_f = 6$ nm, $\Gamma_f = 341$ ng/cm² (последние значения соответствуют адслою

человеческого иммуноглобулина [1]). Используя описанные ранее процедуры восстановления R , ε_f , d_f и Γ_f , находим $R = 4.47 \cdot 10^{-4}$ (при $\Delta\varepsilon_c = 0.1$), $d_f = 5.83$ nm, $\varepsilon_f = 2.067$, $\Gamma_f = 336.78$ ng/cm². Найденным значениям параметров адслоя соответствуют относительные ошибки

$$|\delta\varepsilon_f| |\varepsilon_f - \varepsilon_c|^{-1} = 0.016, \quad |\delta d_f| d_f^{-1} = 0.028, \quad |\delta\Gamma_f| \Gamma_f^{-1} = 0.012.$$

Они обусловлены использованием линейных приближений в зависимостях $b(\delta)$ и $b_1(\bar{d}_f)$, а также конечных разностей $\Delta\beta_y$ и $\Delta\varepsilon_c$ при определении коэффициента R в (9). Величины ошибок свидетельствуют о приемлемости разработанного подхода.

Список литературы

- [1] *Nellen Ph.M., Lukosz W.* // Biosensors & Bioelectron. 1991. V. 6. P. 517–525.
- [2] *Tabib-Azar M., Behelm G.* // Opt. Eng. 1997. V. 36. N 5. P. 1307–1318.
- [3] *Luff B.J., Wilkinson S., Pichler J. et al.* // J. Lightwave Technol. 1998. V. 16. N 4. P. 583–592.
- [4] *Haga H., Yamamoto S.* // J. Lightwave Technol. 1988. V. 6. N 6. P. 1024–1027.
- [5] *Charters R.B., Staines S.E., Tatam R.P.* // Opt. Lett. 1994. V. 19. N 23. P. 2036–2338.
- [6] *Tiefenthaler K., Kukosz W.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. N 2. P. 209–220.
- [7] *Lukosz W.* // Sensors and Actuators. 1995. V. B29. P. 37–50.
- [8] *Примак И.У., Сотский А.Б.* // Докл. НАНБ. 1998. Т. 42. № 2. С. 69–74.
- [9] *Hutcheson L.D.* Integrated optical circuits and components. N.Y.: Marcel Dekker Inc., 1987. 397 p.
- [10] *Сотский А.Б., Примак И.У., Сотская Л.И.* // ЖПС. 2000. Т. 67. № 3. С. 390–395.
- [11] *Hosain S.J., Meunier J.P., Bourillot E. et al.* // Fiber and Integr. Opt. 1995. V. 14. N 1. P. 89–107.
- [12] *Борисов В.И., Воиутенков А.И.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 8. С. 1668–1670.
- [13] *Сотский А.Б., Сотская Л.И., Столяров Ю.Д.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. С. 1470–1476.
- [14] *Weiss M.N., Srivastava R.* // Appl. Opt. 1995. V. 34. N 3. P. 455–458.